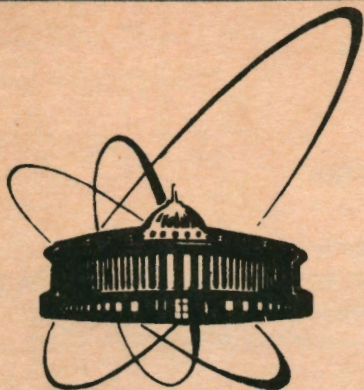


92-375



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

15-92-375

Г.Н.Зорин, Е.Д.Воробьев

ЦЕПНАЯ РЕАКЦИЯ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Направлено в журнал «Nuclear Fusion»

1992

ВВЕДЕНИЕ

Существует несколько способов получения высокотемпературной термоядерной плазмы: электромагнитный разогрев с магнитным удержанием, разогрев ускоренными электронами и ионами, а также лазерный разогрев с инерциальным удержанием плазмы [1].

Недостатками первых двух способов соответственно являются: ограничение, накладываемое техническими возможностями получения интенсивных электромагнитных полей, на плотность разогреваемой и удерживаемой плазмы; трудности в получении необходимых для поджига плазмы пучков с высокой плотностью ускоренных частиц из-за обратной пропорциональной зависимости этого параметра от Z частицы. Кроме этого, все три способа содержат принципиальные конструктивные особенности, которые не позволяют превращать термоядерную энергию в электромагнитную с высоким КПД. В результате до сих пор не получен источник термоядерных нейтронов (ТН) для научных целей, который был бы эквивалентен, например, импульсным атомным реакторам.

В рассматриваемой работе предложен принципиально новый способ разогрева и удержания плазмы без указанных недостатков, заключающийся в разогреве и удержании (d, T, Pu^{239})-плазмы в нейтронном поле, который позволяет получить размножитель ТН для научных исследований. Нейтроны необходимы для получения деления плутония, энергия осколков которого идет на разогрев и понижение температуры поджига (d, T)-плазмы при одном и том же критерии Лоусона.

1. РАЗМНОЖЕНИЕ ТЕРМОЯДЕРНЫХ НЕЙТРОНОВ ОСКОЛКАМИ ДЕЛЕНИЯ

Докажем, что существует цепная реакция ядерного синтеза, инициируемая исходным пороговым количеством нейтронов в импульсе, которым облучают делящееся вещество, помещенное в термоядерную плазму. Начиная с этого порога, при условии адиабатического удержания плазмы, выход термоядерных нейтронов превышает исходное количество нейтронов в импульсе в процессе разогрева плазмы осколками деления, обеспечивая тем самым цепную реакцию ядерного синтеза.

Докажем это качественно на частном примере (табл.1). Возьмем гомогенную (d, T, Pu^{239})-смесь и будем облучать ее нейтронным импульсом, обеспечивая при этом адиабатическое удержание смеси за время τ_{wr} при условии, что оно не меньше времени импульса нейтронов τ_{rN} .

Таблица 1

$N_{WN} \tau_{wr}, 1/\text{см}^2$	$N_f, 1/\text{см}^3$	$n_d, 1/\text{см}^3$	$n_{WN}, 1/\text{см}^3$	$n_{WN} l / N_{WN} \tau_{wr}$
10^{16}	10^{12}	$3 \cdot 10^{16}$	$1,3 \cdot 10^{14}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$
10^{17}	10^{13}	$3 \cdot 10^{17}$	$1,3 \cdot 10^{16}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$
10^{18}	10^{14}	$3 \cdot 10^{18}$	$1,3 \cdot 10^{18}$	$1,3 \cdot 10^0$
...

Примечание. $n_f = 5 \cdot 10^{19} / \text{см}^3$; $\sigma_{fN} / 14,1 \text{ (МэВ)} = 2 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$; $\Delta\epsilon = 3,2 \text{ кэВ}$; $\tau_{wr} = 0,1 \text{ с}$; $\langle \sigma_M v_d \rangle_{3,2 \text{ кэВ}} = 1,4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3/\text{с}$; $l = 1 \text{ см}$; $\tau_{wr} = \tau_{rN}$.

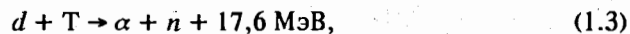
В первом столбце таблицы содержится исходное количество нейтронов в импульсе на см^2 ($N_{WN} \tau_{wr}$) с энергией 14,1 МэВ. Во втором столбце указано число делений на см^3 при прохождении этих нейтронов через объем V со смесью:

$$N_f = N_{WN} \tau_{wr} n_f \sigma_{fN} (14,1 \text{ МэВ}), \quad (1.1)$$

где n_f — концентрация Pu^{239} в 1 см^3 , $\sigma_{fN} (14,1 \text{ МэВ})$ — сечение деления нейтронами с энергией 14,1 МэВ на Pu^{239} . В третьем столбце приведено количество ионов плазмы, которые получили среднмаксвелловскую $\Delta\epsilon$ -энергию в процессе разогрева плазмы осколками деления:

$$n_d = 10^5 \text{ кэВ} \cdot N_f / \Delta\epsilon. \quad (1.2)$$

В среднем взято выделение энергии $\sim 200 \text{ МэВ}$ на один акт деления при условии, что эта энергия идет поровну на разогрев ионной и электронной компонент. Так как для упрощения оценок не учитываем участие в разогреве плазмы энергии α -частиц ($3,5 n_{WN} \text{ МэВ}$) из реакции



то не будем учитывать разогрев плутония и его электронов ($2\Delta\epsilon n_f$) из-за их соизмеримости. Выход ТН на 1 см^3 из этой реакции приведен в четвертом столбце:

$$n_{WN} = n_d^2 \langle \sigma_M v_d \rangle_{\Delta\epsilon} \tau_{wr}, \quad (1.4)$$

где $\langle \sigma_M v_d \rangle_{\Delta\epsilon}$ — эффективная скорость реакции (1.3) после установления максвелловского распределения, σ_M — эффективное сечение реакции (1.3) при энергии $\Delta\epsilon$, v_d — наиболее вероятная максвелловская скорость дейтона в предположении покоящегося трития при условии

$$n_d = n_T = \frac{1}{2} n_i. \quad (1.5)$$

В пятом столбце дано отношение выхода ТН к исходному количеству нейтронов в импульсе. Выход ТН из реакции (1.3) в объеме V для сравнения с исходным количеством нейтронов в импульсе найден из следующих соображений. Так как в объеме V рождается n_{WNV} ТН в секунду:

$$n_{WNV} = n_{WN} \cdot V / \tau_{wr}, \quad (1.6)$$

поэтому поток ТН, рожденных в объеме с (d, T, Pu^{239})-плазмой, находится из соотношения

$$N_{WNV} = \frac{n_{WNV} \cdot \tau_{wN}}{V} v_{wN}, \quad (1.7)$$

где v_{wN} — скорость рожденного ТН;

$$\tau_{wN} = l / v_{wN} \quad (1.8)$$

— среднее время нахождения рожденного ТН в объеме V ;

$$l = \sum_{i=1}^{n_{WN} \cdot V} l_i / n_{WN} \cdot V \quad (1.9)$$

— средняя длина пути этого ТН в объеме V , l_i — длина пути рожденного i -го ТН внутри объема V ; $n_{WNV} \tau_{wN}$ — количество рожденных ТН из реакции (1.3) за τ_{wN} . В результате за время удержания τ_{wr} выход ТН будет следующим:

$$N_{WNV} \tau_{wr} = \frac{n_{WNV} \tau_{wr}}{V} \cdot l = n_{WN} \cdot l. \quad (1.10)$$

Как следует из табл. 1, начиная с порогового значения исходного количества нейтронов

$$n_{WN} \cdot l / N_{WN} \cdot \tau_{Wr} = 1, \quad (1.11)$$

такой механизм разогрева плазмы приводит к цепной реакции ядерного синтеза*.

Необходимый исходный поток тепловых нейтронов N_{WN} ($1/\text{см}^2 \cdot \text{с}$) для инициирования цепной реакции можно получить из равенства выхода актов деления:

$$N_{WN} \tau_{Wr} n_f \sigma_{fn} = n_{WN} l n_f \sigma_{fn}, \quad (1.12)$$

где $\sigma_{fn} = 7,4 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$ — сечение деления ²³⁹Pu тепловых нейтронов с энергией 0,025 эВ на ²³⁹Pu. Откуда следует, что

$$N_{WN} = n_{WN} \cdot \frac{l}{\tau_{Wr}} \cdot \frac{\sigma_{fn}}{\sigma_{fn}}. \quad (1.13)$$

2. ВРЕМЯ УДЕРЖАНИЯ (d, T, Pu^{239})-ПЛАЗМЫ ДЛЯ ИНИЦИИРОВАНИЯ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Рассмотрим центральный кубик в адиабатически изолированном объеме, заполненном (d, T, Pu^{239})-смесью, с концентрацией частиц соответственно n_d [$1/\text{см}^3$], n_T [$1/\text{см}^3$] и n_f [$1/\text{см}^3$]. Организуем импульс тепловых нейтронов N_{WN} за τ_{rn} (с). При этом потребуем (что технически можно организовать), чтобы за время удержания плазмы τ_{Wr} происходил одинаковый обмен частицами между центральным кубиком и его окружением. В дальнейшем для расчетов будем использовать схему механизма размножения ТН осколками деления ²³⁹Pu при условии адиабатического удержания (d, T)-плазмы, приведенную на рис. 1, согласно которой для энергетического баланса требуется учитывать также образование мгновенных вторичных нейтронов на акт деления: для деления ТН (14,1 МэВ) [2] и мгновенными нейтронами (средняя энергия ~ 2 МэВ [2]) соответственно

$$\tilde{\nu} = 4,85 n; 3,21 n. \quad (2.1)$$

* Цепная реакция ядерного синтеза была ранее установлена Зориным Г.Н.

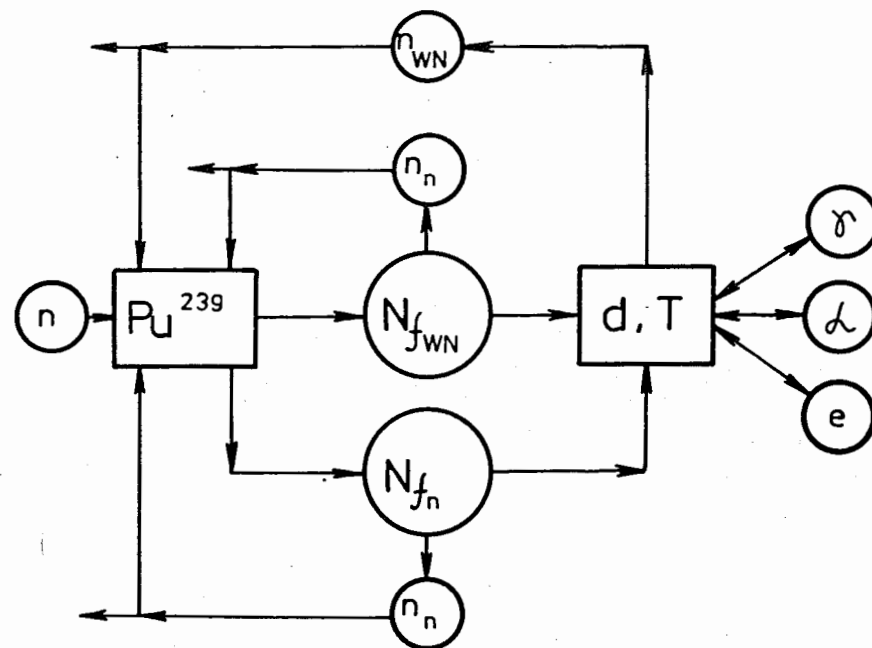


Рис. 1. Схема механизма размножения ТН осколками деления ²³⁹Pu при условии адиабатического удержания (d, T)-плазмы

При этом следует учитывать повышение тормозной способности плазмы по мере ее нагрева, существенно укорачивающей пробеги осколков (в воздухе при нормальных условиях пробеги осколков, скорости которых, как правило, лежат в диапазоне $\sim 6 \cdot 10^7 \text{ см/с} + \sim 3 \cdot 10^9 \text{ см/с}$, составляют от $\sim 1,6 \text{ см}$ до $\sim 2,6 \text{ см}$ [2]). Также следует иметь в виду, что из-за значительно большей массы плутония и его осколков деления по сравнению с массами d, T, e и из-за самого механизма разогрева этих частиц, в основном в результате столкновения с осколками, тяжелые ядра ²³⁹Pu будут находиться в плазме за время разогрева практически в охлажденном состоянии в согласии с расчетами в рамках гидродинамической модели плазмы, с учетом ее коллективной природы, в соответствии с которой такая (d, T, Pu^{239})-плазма представляет из себя трехжидкостную систему с различной температурой для каждой жидкости. Но наличие ядер ²³⁹Pu и осколков деления в (d, T)-плазме повышает ее излучательную способность, накладывая тем самым обязательное условие на концентрацию частиц в (d, T, Pu^{239})-плазме:

$$n_d + n_T + n_f > 10^{16} \text{ частиц/см}^3, \quad (2.2)$$

начиная с которой, согласно закону Кирхгофа, работает эффект запираия излучения плазмы. Верхняя граница длин волн излучения, проходящих через плазму при концентрации электронов n_e , определяется по формуле

$$\lambda = 3,3 \cdot 10^6 / \sqrt{n_e}. \quad (2.3)$$

Все это в совокупности позволяет перевести кинетическую энергию осколков деления в тепловую энергию (d, T)-плазмы.

Найдем время удержания плазмы, в течение которого выполняются эти условия, позволяющие инициировать цепную реакцию ядерного синтеза. Но прежде определим необходимую для этой цели концентрацию плутония из условия ионизации (d, T, Pu^{239})-смеси:

$$n_f = \frac{V_{id,T} n_i}{N_{Wn} \tau_{ion} \sigma_{fn} \epsilon_f - V_{if}}, \quad (2.4)$$

где $V_{id,T} = 13,6$ эВ, $V_{if} \approx 6$ эВ, $\sigma_{fn} = 7,4 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$, $\epsilon_f = 1,8 \cdot 10^8$ эВ [3] — энергия осколков деления Pu^{239} . С целью выполнения условия (2.2) и для технического удобства концентрацию дейтерия с тритием возьмем

$$n_i = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ частиц/см}^3 \quad (2.5)$$

при условии (1.5), что соответствует давлению в одну атмосферу при комнатной температуре. Время ионизации определим с учетом «цены ионизации», равной $(2 \div 3)V_i$, из

$$\tau_{ion} = 2 \cdot \frac{l_0}{v_{Wn}} = 2 \cdot \frac{1 \text{ см}}{2,2 \cdot 10^5 \text{ см/с}} = 9,0 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \quad (2.6)$$

где v_{Wn} — скорость тепловых нейтронов с энергией 0,1 эВ. Тогда из (2.4) следует условие (хотя не обязательно), чтобы все атомы плутония ионизировались:

$$N_{Wn} \tau_{ion} \sigma_{fn} \epsilon_f - V_{if} > 0. \quad (2.7)$$

Откуда с учетом (2.6)

$$N_{Wn} > 5,0 \cdot 10^{18} \frac{Wn}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \quad (2.8)$$

при условии

$$\tau_m > \tau_{ion}. \quad (2.9)$$

Но в расчетах для сохранения одного и того же значения N_{Wn} при рассмотрении размножителя ТН и термоядерного реактора будем использовать

$$N_{Wn} = 2 \cdot 10^{19} \frac{Wn}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}, \quad (2.10)$$

что технически осуществимо на импульсных реакторах с разрушаемой активной зоной [4]. В таком реакторе жидкий раствор урановой соли с большой концентрацией урана в исходном положении находится в подкритическом состоянии. С помощью гидравлики раствор выстреливается в полость, в которой становится надкритичным. В результате происходит вспышка с самогашением. Разлетевшиеся продукты вспышки охлаждаются на стенках камеры и собираются вновь внизу. Флюенс в таком реакторе на пару порядков выше, чем, например, в импульсном графитовом реакторе в режиме самогашения [5] с флюенсом

$$\Phi = \Sigma n = 10^{17} Wn / 0,1 \cdot \text{с} \cdot \text{см}^2. \quad (2.11)$$

В результате всего этого согласно (2.4), с учетом (2.5; 2.6; 2.10) получим, что

$$n_f = 2,0 \cdot 10^{19} \text{ атомов } \text{Pu}^{239} / \text{см}^3. \quad (2.12)$$

В дальнейшем для подстраховки будем использовать

$$n_f = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ атомов } \text{Pu}^{239} / \text{см}^3. \quad (2.13)$$

Чтобы пошел заметный термоядерный синтез в плазме, требуется выполнение условия:

$$\frac{n_i^2}{4} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\epsilon_{dst}} \tau_{st} > 1 / \text{см}^3. \quad (2.14)$$

Время стартового разогрева для выполнения этого условия можно найти по формуле

$$\tau_{st} = \frac{n_i \epsilon_{dst} + n_f \epsilon_{dst}}{N_{Wn} n_f \sigma_{fn} \epsilon_f}, \quad (2.15)$$

где ϵ_{dst} — начальная энергия дейтона при

$$\tau_{st} < \tau_m. \quad (2.16)$$

Для получения максимальных оценок будем считать, что для атомов плутония, ионов дейтерия и трития и электронов выполняется условие

$$T_f = T_i = T_e. \quad (2.17)$$

После начала термоядерного синтеза плазма получит дополнительную энергию за счет энергии α -частиц из реакции (1.3)

$$\varepsilon_{\alpha} = 3,5 \cdot 10^6 \text{ эВ} \quad (2.18)$$

Таблица 2

$T \cdot 10^{-6}$, град	τ_{ev} , с	$v_s \cdot 10^{-5}$, см/с	$v_d \cdot 10^{-5}$, см/с
4,7	$1,3 \cdot 10^{-8}$	179,9	200
10,6	$4,4 \cdot 10^{-8}$	270,2	300
18,9	$1,0 \cdot 10^{-7}$	360,8	400
29,5	$2,0 \cdot 10^{-7}$	450,7	500
42,5	$3,4 \cdot 10^{-7}$	541,0	600
57,8	$5,6 \cdot 10^{-7}$	630,0	700
78,8	$8,8 \cdot 10^{-7}$	736,6	800
95,5	$1,2 \cdot 10^{-6}$	811,0	900
113,1	$1,5 \cdot 10^{-6}$	882,5	1000

Примечание.

$$\tau_{ev} = 17 \cdot A T^{3/2} / n_{d,T} \quad (Т 2.1)$$

при

$$n_{d,T} = 2,7 \cdot 10^{19} / \text{см}^3, \quad (Т 2.2)$$

где τ_{ev} — время выравнивания, A — вес вещества в атомных единицах;

$$v_s = \left(\frac{5}{3} kT / m_d \right)^{1/2} \quad (Т 2.3)$$

при

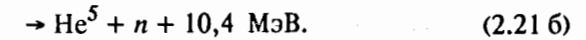
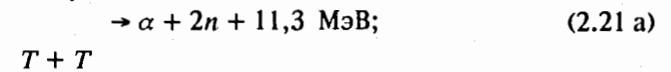
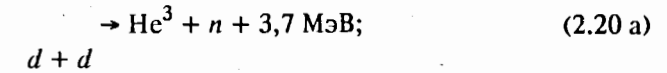
$$T_d = T_e \equiv T, \quad (Т 2.4)$$

где v_s — скорость звука, m_d — масса дейтона.

при условии их полного поглощения в плазме, а также за счет ТН, образующихся в реакции (1.3), которые вызовут дальнейшее деление Pu^{239} . Тогда после торможения (τ_{br}) α -частиц и осколков деления и после выравнивания (τ_{ev}) температуры плазмы (табл.2) такой вклад будет равен

$$\begin{aligned} & \frac{n_i^2}{4} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\varepsilon_d} (\tau_{br} + \tau_{ev}) \varepsilon_{\alpha} + \frac{n_i^2}{4} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\varepsilon_d} (\tau_{br} + \tau_{ev}) l_0 n_f \sigma_{fN} \varepsilon_f = \\ & = \frac{n_i^2}{4} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\varepsilon_d} (\tau_{br} + \tau_{ev}) (\varepsilon_{\alpha} + l_0 n_f \sigma_{fN} \varepsilon_f), \end{aligned} \quad (2.19)$$

где согласно оценкам средняя длина пути рожденного ТН в центральном кубике $l_0 = 1$ см. За это же время ($\tau_{br} + \tau_{ev}$) вклад в разогрев плазмы будут продолжать вносить осколки деления за счет тепловых нейтронов от импульсного реактора. Для простоты рассмотрения не будем учитывать вклад в разогрев плазмы γ -квантов, вторичных нейтронов деления, а также энергетический вклад реакций и нейтронов из этих реакций в деление:



Тогда изменение энергии плазмы за единицу времени будет

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = \frac{N_{Wn} (\tau_{br} + \tau_{ev}) n_f \sigma_{fN} \varepsilon_{\alpha} + \frac{n_i^2}{4} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\varepsilon_d} (\tau_{br} + \tau_{ev}) (\varepsilon_{\alpha} + l_0 n_f \sigma_{fN} \varepsilon_f)}{(\tau_{br} + \tau_{ev})} \quad (2.22)$$

После сокращения в правой части и разделения переменных в выражении (2.22) проинтегрируем его:

$$\int_{\varepsilon_{ion} + \varepsilon_{st}}^{\varepsilon_{Wr}} \frac{d\varepsilon}{N_{Wn} n_f \sigma_{fN} \varepsilon_f + \frac{n_i^2}{4} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\varepsilon_d} (\varepsilon_{\alpha} + l_0 n_f \sigma_{fN} \varepsilon_f)} = \int_{\tau_{ion} + \tau_{st}}^{\tau_{Wr}} d\tau, \quad (2.23)$$

так как для реакции (1.3)

$$\langle \sigma_M v_d \rangle_{\varepsilon_d} \equiv f(T) = \frac{1,6 \cdot 10^{-7}}{T_d^{2/3}} \cdot e^{-\frac{4,52 \cdot 10^3}{T_d^{1/3}}} \left[\text{см}^3 \cdot \text{с} \right], \quad (2.24)$$

в частности, при температурах до 10^8 градусов (10^4 эВ). В результате получим, что

$$\begin{aligned} \varepsilon_{Wr} &= N_{Wn} \left[\tau_{Wr} - (\tau_{ion} + \tau_{st}) \right] n_f \sigma_{fn} \varepsilon_f + \\ &+ \int \frac{\varepsilon_{Wr}}{\varepsilon_{ion} + \varepsilon_{st}} \frac{d\varepsilon}{1 + \frac{N_{Wn} n_f \sigma_{fn} \varepsilon_f}{\frac{n_i^2}{4} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\varepsilon_d} (\varepsilon_\alpha + l_0 n_f \sigma_{fN} \varepsilon_f)}} + \varepsilon_{ion} + \varepsilon_{st}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon_{Wr} &= (n_i \varepsilon_{dWr} + n_f \varepsilon_{PuWr}) - (\varepsilon_{ion} + \varepsilon_{st}) + \\ &+ (\varepsilon_W + \varepsilon_r + \varepsilon_l + \varepsilon_{rech} + \varepsilon_{rad} + \varepsilon_{fion}). \end{aligned} \quad (2.26)$$

Потери энергии ε_W в результате увеличения теплопроводности плазмы с нагревом для оценок не будем учитывать из-за условия адиабатического удержания ее. Выполнение условия эффекта запираия излучения плазмы (2.2) перекрывает рекомбинационное (ε_r) и линейчатое (ε_l) излучения возбужденных ионов. Кроме этого, такие потери энергии плазмой уменьшаются при повышении ее температуры обратно пропорционально соответственно $T^{1/2}$ и $T^{3/2}$. При концентрации частиц (2.5) и (2.13) для оценок можно не учитывать энергию перезарядки ε_{rech} , которая уносится из плазмы быстрыми нейтральными атомами. В такой плотной плазме с максимальным перекосом по Z также будет ослаблено тормозное излучение ε_{rad} из-за увеличения на три порядка коэффициента экспоненциального поглощения его на Pu^{239} по сравнению с легкими элементами. Затраты энергии

$$\varepsilon_{fion} = \frac{3}{2} kT (Z_{eff} + 1) + e \sum V_i \quad (2.27)$$

на формирование осколков деления с равновесным зарядом Z_{eff} который они приобретают в результате ряда процессов ионизации за счет тепловой энергии электронов плазмы, и на сообщение осколку и оторванным от него электронам средней тепловой энергии плазмы $\frac{3}{2} kT$ можно не учитывать, так как

$$\varepsilon_{fion} \ll \varepsilon_{PuWr} \quad (2.28)$$

из-за

$$l_0 n_f \sigma_{fN} = 5,4 \cdot 10^{-5}. \quad (2.29)$$

Затратами энергии на ионизацию (d, T, Pu^{239})-смеси и стартовый разогрев плазмы можно также пренебречь, так как они значительно меньше по сравнению с затратой энергии на инициирование цепной реакции ядерного синтеза:

$$\varepsilon_{ion} + (n_i + n_f) \varepsilon_{dst} \ll n_i \varepsilon_{dWr} + n_f \varepsilon_{PuWr} \quad (2.30)$$

Энергия дейтона для инициирования такой реакции находится из условия начала ее (1.11) с учетом (1.13)

$$\frac{n_i^2}{4} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\varepsilon_{dWr}} \tau_{Wr} = N_{Wn} \cdot \frac{\tau_{Wr}}{l_0} \cdot \frac{\sigma_{fn}}{\sigma_{fN}}, \quad (2.31)$$

с использованием (2.24):

$$\frac{\varepsilon_{dWr}}{\langle \sigma_M v_d \rangle_{\varepsilon_{dWr}}} = \frac{8,2 \cdot 10^3 \text{ эВ}}{4,0 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3 \cdot \text{с}} = 2,2 \cdot 10^{20} \frac{\text{эВ} \cdot \text{с}}{\text{см}^3}, \quad (2.32)$$

а энергия плутония

$$\varepsilon_{PuWr} = \varepsilon_{dWr} \quad (2.33)$$

из условия (2.17). В результате для оценок остается наиболее вероятная максвелловская энергия ионов дейтерия и электронов плазмы в предположении покоящегося трития и энергия ионов плутония и его электронов:

$$\varepsilon_{Wr} \cong (n_i + n_f) \varepsilon_{dWr}. \quad (2.34)$$

Таким образом, нахождение времени удержания плазмы τ_{Wr} , необходимого для инициирования цепной реакции ядерного синтеза, сводится к нахождению интеграла в левой части (2.23). Для нахождения этого интеграла воспользуемся теоремой о среднем значении определенного интеграла с использованием (2.32):

$$\begin{aligned} \tau_{Wr} &= \int \frac{\varepsilon_{Wr}}{\varepsilon_{ion} + \varepsilon_{st}} \frac{d\varepsilon}{N_{Wn} n_f \sigma_{fn} \varepsilon_f + \frac{n_i^2}{4} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\varepsilon_d} (\varepsilon_\alpha + l_0 n_f \sigma_{fN} \varepsilon_f)} + \tau_{ion} + \tau_{st} \cong \\ &\cong f \left(\langle \sigma_M v_d \rangle_{\varepsilon_d} = \frac{1}{2} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\varepsilon_{dWr}} \right) \cdot (n_i + n_f) \varepsilon_{dWr} + \tau_{ion} + \tau_{st}. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Если для нахождения времени стартового разогрева плазмы (2.15), чтобы выполнить условие (2.14), возьмем

$$\varepsilon_{dst} = 10 \text{ эВ} \quad (2.36)$$

(реально температура (d, T) -плазмы будет выше, с учетом «цены ионизации» (2.6) и более охлажденного плутония по сравнению с d, T -ионами), тогда

$$\tau_{st} = 7,5 \cdot 10^{-6} \text{ с.} \quad (2.37)$$

В результате с учетом (2.35; 2.6; 2.37) время удержания плазмы для инициирования цепной реакции ядерного синтеза будет

$$\tau_{Wr} = (35,0 + 9,0 + 7,5) \cdot 10^{-6} \text{ с} = 51,5 \cdot 10^{-6} \text{ с.} \quad (2.38)$$

При этом пороговое значение импульса тепловых нейтронов

$$N_{oWn} = N_{Wn} \cdot \tau_{Wr} = 1,0 \cdot 10^{15} \text{ Wn/cm}^2, \quad (2.39)$$

а пороговое значение ТН

$$n_{oWN} = N_{Wn} \cdot \frac{\tau_{Wr}}{l_0} \cdot \frac{\sigma_{fn}}{\sigma_{fN}} = 3,8 \cdot 10^{17} \text{ Wn/cm}^3. \quad (2.40)$$

Если учесть, что среднее значение интеграла (2.32) с учетом (2.31; 2.34) имеет вид:

$$\begin{aligned} f \left(\langle \sigma_M v_d \rangle_{\epsilon_d} = \frac{1}{2} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\epsilon_{dWr}} \right) \cdot (n_i + n_f) \epsilon_{dWr} = \\ = \frac{8(n_i + n_f)}{n_i^2 (\epsilon_\alpha + 3l_0 n_f \sigma_{fN} \epsilon_f)} \cdot \frac{\epsilon_{dWr}}{\langle \sigma_M v_d \rangle_{\epsilon_{dWr}}}, \end{aligned} \quad (2.41)$$

то время удержания τ_{Wr} определяется в основном параметром

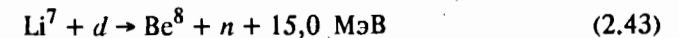
$$\frac{\epsilon_{dWr}}{\langle \sigma_M v_d \rangle_{\epsilon_{dWr}}} \equiv Z_{dT\epsilon_{dWr}} \left[\frac{\text{эВ} \cdot \text{с}}{\text{см}^3} \right], \quad (2.42)$$

который сам по себе характеризует энергию частицы в 1 см^3 горячей плазмы в течение секунды. Так как скорость реакции $\langle \sigma_M v_d \rangle_{\epsilon_{dWr}}$, которая находится из условия инициирования цепной реакции ядерного синтеза (2.31), не зависит от сорта частиц, участвующих в термоядерном синтезе, а отношение этих параметров для различных термоядерных реакций сводится к отношению энергий ϵ_d при одной и той же скорости реакции, поэтому энергию поджига плазмы для этих реакций можно понижать варьированием n_i или изменением N_{Wn} до энергии поджига реакции (1.3). Например, отно-

Таблица 3

$\epsilon_d(d, d) \cdot 10^{-3}$, эВ	$\frac{\epsilon_d(d, d)}{\langle \sigma_M v_d \rangle_{\epsilon_d}}$, эВ·с/см ³	$\langle \sigma_M v_d \rangle$, см ³ /с	$\epsilon_d(d, T) \cdot 10^{-3}$, эВ	$\frac{\epsilon_d(d, T)}{\langle \sigma_M v_d \rangle_{\epsilon_d}}$, эВ·с/см ³	$Z_{dde} / Z_{dT\epsilon_d}$
2,0	$1,8 \cdot 10^{23}$	$1,1 \cdot 10^{-20}$	1,3	$1,1 \cdot 10^{23}$	1,5
4,0	$2,6 \cdot 10^{22}$	$1,5 \cdot 10^{-19}$	2,0	$1,4 \cdot 10^{22}$	2,0
6,0	$1,1 \cdot 10^{22}$	$5,4 \cdot 10^{-19}$	2,4	$4,4 \cdot 10^{21}$	2,5
8,0	$7,0 \cdot 10^{21}$	$1,1 \cdot 10^{-18}$	3,1	$2,8 \cdot 10^{21}$	2,6
10,0	$5,0 \cdot 10^{21}$	$2,0 \cdot 10^{-18}$	3,3	$1,8 \cdot 10^{21}$	3,0

шение $Z_{dde} / Z_{dT\epsilon_{dWr}}$ для реакций (2.20а) и (1.3) лежит от 1.5 до 3 в диапазоне энергии 2 ÷ 10 кэВ (табл.3), поэтому энергия поджига плазмы для реакции (2.20а) в случае использования цепной реакции ядерного синтеза может быть существенно понижена изменением n_i по сравнению, например, с электромагнитным разогревом плазмы, с использованием которого самоподдерживающийся термоядерный синтез может идти с помощью реакции (2.20а) и (1.3) соответственно при энергиях ≥ 100 кэВ и ≥ 10 кэВ. Следовательно, использование цепной реакции ядерного синтеза позволяет получить на одной и той же установке источник интенсивных полей моноэнергетических нейтронов не только из реакций (1.3), но и из реакций (2.20а,б; 2.21а,б), так же как и из других реакций, например, из реакции



в диапазоне энергий от ~ 2 МэВ до ~ 14 МэВ.

3. ТЕРМОЯДЕРНЫЙ РАЗМНОЖИТЕЛЬ НЕЙТРОНОВ ОСКОЛКАМИ ДЕЛЕНИЯ (ТЕРАНОД)

Организуем гомогенную (d, T, Pu^{239}) -струю по центральной оси стальной трубы, образованной цилиндрическими резонаторами по бокам с зазорами вовнутрь, «одетой» еще в одну стальную трубу, между которыми будем пропускать жидкий теплоноситель (рис.2). Такую конструкцию поместим в центральный канал реактора с разрушаемой активной зоной с флюенсом (2.10).

Найдем необходимые условия разогрева и удержания (d, T, Pu^{239})-струи в таком размножителе в нейтронном импульсном поле.

Магнитное поле вдоль центральной оси в трубе организуется с помощью цилиндрических резонаторов путем возбуждения в них через петлю связи электромагнитных колебаний

$$H_{111}(H_z \neq 0, H_r \neq 0, E_r \neq 0, E_\alpha \neq 0) \quad (3.1)$$

с основной частотой

$$\omega_{111} = c \cdot \sqrt{\left(\frac{1,84}{r}\right)^2 + \frac{\pi^2}{l^2}} \quad (3.2)$$

при условии

$$l > 2,04 r, \quad (3.3)$$

где l и r — соответственно длина и радиус цилиндрических резонаторов, c — скорость света. Зазоры в резонаторе берутся такие, чтобы часть электромагнитной энергии излучалась в трубу, которая сама по себе представляет резонатор с высокой добротностью. Часть излучения струи в процессе ее разогрева будет возвращаться резонаторами обратно на ее подогрев, позволяя тем самым частично управлять подогревом путем изменения скорости откачки энергии этого излучения через петлю связи. Кроме этого, заряженные частицы, двигающиеся к стенке, будут практически полностью отдавать свою энергию резонаторам в виде тормозного и циклотронного излучений из-за взаимодействия со скрещенными полями: электрическим и магнитным (магнетронный эффект).

Электромагнитная «подушка», образующаяся вокруг зазоров в результате излучения резонаторов, будет участвовать в изоляции плазменной струи от стенок стальной трубы. Гофрированная поверхность внутренней трубы за счет об-

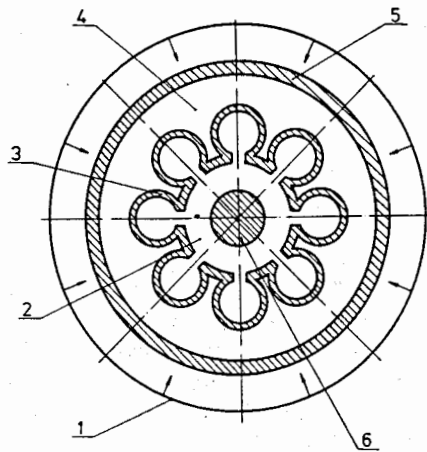


Рис.2. Сечение термоядерного размножителя нейтронов осколками деления (теранода): 1 — фронт нейтронного импульса; 2 — вакуум, 3 — цилиндрический резонатор; 4 — жидкий теплоноситель; 5 — стальная труба; 6 — (d, T, Pu^{239})-струя

разующих ее резонаторов позволяет увеличить теплосъем жидким теплоносителем. Такая конструкция вполне логична, если учесть, что тормозная энергия излучения электронов превышает энергетический выход реакции (1.3) в начальной стадии разогрева плазмы [1].

Диаметр струи найдем из необходимости обеспечения времени удержания плазмы для инициирования цепной реакции ядерного синтеза (2.38) по времени прохождения фронта потока тепловых нейтронов сквозь струю (2.6). Следует учесть, что в центральном канале импульсного реактора значение потока тепловых нейтронов вдвое выше среднего значения (2.10), поэтому время удержания следует брать вдвое меньше. В результате диаметр струи находится с учетом (2.6) и (2.38) по формуле

$$D_0 \geq \frac{1}{2} \tau_{wr} \cdot v_{wn} \cong 5,7 \text{ см.} \quad (3.4)$$

Длина струи определяется длиной центрального канала импульсного реактора с учетом условия (3.3), ограничивающего ее снизу.

Во время вспышки в реакторе тепловые нейтроны по мере проникновения в струю будут вызывать деление ядер Pu^{239} . В результате нагрева струи она будет расширяться как вне, так и вовнутрь себя. Фронт расширения будет иметь свою структуру из-за теплопроводности и вязкости. Теплопроводность (перенос энергии) обусловлена движением электронов, в то время как вязкость (перенос импульса) связана с движением ионов. Из-за различия скоростей ионов дейтерия, трития, плутония и электронов после выравнивания произойдет расслоение нагретого слоя струи, в результате которого будут образовываться плутониевые, тритиевые, дейтериевые и электронные цилиндрики. Так как время выравнивания τ_{ev} (табл.2) значительно меньше времени прохождения струи тепловыми нейтронами (2.6), а скорость сходящегося фронта расширения разогретого слоя струи (которая определяется наиболее вероятной максвелловской скоростью электронов) превышает скорость звука в холодной части струи (табл.2), возможно образование цилиндрической радиальной ударной волны. Такое образование ударной волны приведет к уплотнению фронта расширения разогретого слоя струи

$$n_{fr} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} n_{ofr} \quad (3.5)$$

где

$$\gamma = \frac{5}{3} \quad (3.6)$$

— адиабатическая постоянная для одноатомного газа. Такое уплотнение приведет к дополнительному разогреву этого фронта из-за увеличения числа актов деления и уменьшения пробегов в нем осколков деления.

Тогда в центральном столбике струи, который будет дополнительно нагреваться за счет адиабатического обжатия в процессе расширения, из-за перехода тепловой энергии нагрева центрального столбика в кинетическую энергию ионов и электронов возникнет движение этих ионов и электронов вдоль центральной оси в квазинейтральной плазменной струе. В момент времени, когда наступит равенство, например, в случае возникновения ударной волны

$$n_{ie} \frac{\pi D_0^2 - \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \pi D_{ref}^2}{\pi D_0^2} k T_{fref} \cong n_{ie} \frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \pi D_{ref}^2}{\pi D_0^2} k T_{cref} \quad (3.7)$$

из-за достаточного подогрева центрального столбика с диаметром D_{ref}

$$T_{cref} \geq T_{fref}, \quad (3.8)$$

сходящийся фронт расширения отразится на центральном столбике струи и начнет уходить в сторону стенки трубы, образуя тем самым абляцию, которая увеличит адиабатическое обжатие центрального столбика и при обратном ходе фронта расширения будет возвращать часть плазмы к центру струи. Для такого процесса сжатия и отражения в струе в линейном приближении получается следующая система дифференциальных уравнений:

$$\frac{d\rho_k}{\rho_k} + \frac{dv_k}{v_k} + \frac{dS_c}{S_c} = 0, \quad (3.9)$$

$$dp_k = \frac{R}{\mu_k} (T_k d\rho_k + \rho_k dT_k), \quad (3.10)$$

$$v_k dv_k + \frac{5}{2} \frac{R}{\mu_k} dT_k = 0, \quad (3.11)$$

$$\rho_k v_k dv_k = -dp_k, \quad (3.12)$$

где

$$k = f, T, d; \quad (3.13)$$

$$p_k = n_k k T_k \quad (3.14)$$

— парциальное давление одной из компонент струи,

$$\rho_k = n_k m_k \quad (3.15)$$

— плотность, μ_k — молярная масса, R — газовая постоянная,

$$S_c = \pi D_c^2/4 \quad (3.16)$$

— сечение центрального столбика струи. Полученная система уравнений полностью адекватна системе уравнений в газодинамике, которую получают при рассмотрении разгона газа в реактивном сопле до сверхзвуковых скоростей. Сама адекватность не удивительна, так как в процессе сжатия, а затем отражения фронта расширения в струе поток ионов и электронов в центральном столбике струи проходит все необходимые стадии процесса получения сверхзвуковой струи в реактивном сопле. Наличие Pu^{239} в (d, T) -плазме позволяет получать максимальную реактивную тягу, так как плутоний тяжелее всех доступных в природе элементов.

Из решения такой системы уравнений

$$\frac{dv_k}{v_k} \left(\frac{v_k^2}{v_s^2} - 1 \right) = \frac{dS_c}{S_c}, \quad (3.17)$$

где v_s — скорость звука в плазме (T 2.3) при температуре T_k (табл.2), следует, что при сжатии скорость потока v_k стремится к скорости звука ($dS_c < 0$), а при расширении ($dS_c > 0$) образуется поток со сверхзвуковой скоростью (тепловая энергия центрального столбика переходит в кинетическую энергию направленного потока). Такой поток может быть направлен на (d, T) -мишень для увеличения выхода ТН на значительном удалении от теранода.

Оценим число частиц в этом потоке. Для простоты ограничимся случаем образования слабой ударной волны. Рассмотрение адиабаты Пуассона ничего существенно не меняет. Воспользуемся равенством (3.7) для максимальной оценки количества частиц в потоке, приняв число Маха

$$M = 1. \quad (3.18)$$

Тогда получим, что

$$\frac{T_{cref}}{T_{fref}} = \frac{[2\gamma M^2 - (\gamma - 1)] [(\gamma - 1) M^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 M^2} = 1. \quad (3.19)$$

В результате из равенства (3.7) следует, что

$$D_{ref}^2 = D_0^2/8, \quad (3.20)$$

а число частиц в сверхзвуковом потоке

$$n_{iec} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \cdot \frac{\pi D_{ref}^2}{\pi D_0^2} n_{ie} = \frac{1}{2} n_{ie} = 5,4 \cdot 10^{19} \quad (3.21)$$

согласно (2.5; 2.13). Направленный поток ионизованных частиц в квазинейтральной плазменной струе образует ток, который легко оценить, взяв

среднее время 10^{-8} секунды прохождения звуком 1 см в разогретой плазме в диапазоне $1 \div 10$ кэВ (табл.2):

$$J = \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{2,7 \cdot 10^{19} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ к}}{10^{-8} \text{ с}} = 4,3 \cdot 10^8 \text{ А.} \quad (3.22)$$

Такой ток порождает магнитное поле, приводящее к Z-пинч-эффекту, который адиабатически обжимает центральный столбик, разогревая его до температуры

$$T_c = \frac{J^2}{\pi c^2 D_{ref}^2 n_{iec} k} = 1,9 \cdot 10^{10} \text{ К,} \quad (3.23)$$

согласно соотношению Беннета с учетом (3.4). Нагрев центрального столбика струи Z-пинч-эффектом приведет к дополнительному выходу ТН из реакции (1.3), минимальное значение которого

$$\frac{(1,35 \cdot 10^{19})^2}{4} \left(\frac{1}{\text{см}^3} \right)^2 \cdot 10^{-15} \left(\frac{\text{см}^3}{\text{с}} \right) \cdot 10^{-16} (\text{с}) = 4,1 \cdot 10^{16} \frac{\text{ВН}}{\text{см}^3}. \quad (3.24)$$

Для оценки взято экспериментальное время продолжительности Z-пинч-эффекта

$$\tau_p = 10^{-6} \text{ с,} \quad (3.25)$$

за которое плазменный шнур разрушается ударными волнами, образованными в результате такого эффекта, если его специально не стабилизировать. В случае теранода присутствие плутония как раз и позволяет дополнительно разогревать центральный столбик осколками деления, что приводит к отражению фронта сжатия Z-пинч-эффектом на этом столбике, так как в соотношении Беннета появляется еще одно слагаемое, за которое ответственны осколки деления плутония:

$$\frac{1}{8\pi} \left(\frac{4J}{cD_c} \right)^2 = n_c k (T_i + T_e) + \frac{n_{iec}^2}{4} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\epsilon_{dc}} \tau_p l_0 n_f^* \sigma_{fN} \epsilon_f, \quad (3.26)$$

где n_f^* — концентрация плутония с учетом сжатия центрального столбика. Помимо этого, вклад в стабилизацию плазменного шнура вносит магнитное поле вдоль центральной оси струи, образованное цилиндрическими резонаторами, что указывает на возможность управления дополнительным нагревом центрального столбика изменением скорости откачки электромагнитной энергии из этих резонаторов.

Частицы, ушедшие в сторону стенки трубы, после торможения в скрещенных полях — электрическом и магнитном — будут стягиваться к цент-

ру трубы Θ -пинч-эффектом из-за скин-эффекта. И все будет повторяться заново за счет цепной реакции ядерного синтеза и Z-пинч-эффекта в результате увеличения центрального тока (3.22) из-за превышения скорости звука направленным потоком ионизованных частиц после отражения фронта сжатия на центральном столбике.

Таким образом, рассмотренное устройство (рис.2) представляет из себя магнетрон, в котором роль катода выполняет пульсирующий плазменный шнур.

4. КРИТЕРИЙ ЛОУСОНА ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Так как в случае цепной реакции ядерного синтеза ее начало определяется скоростью термоядерной реакции из условия (2.33), то впервые можно говорить о реальном термоядерном реакторе на дейтериевом топливе (2.20).

Согласно (2.20; 2.35; 2.6; 2.15; 2.41) для реакции (d, d) время удержания будет

$$\tau_{wr} \cong \frac{8(n_d + n_p)}{n_d^2 (\epsilon_{dd} + 3l_0 n_f \sigma_{fN} \epsilon_f)} \cdot Z_{dd} \epsilon_{dwr} + 2 \frac{l_0}{v_{wn}} + \frac{(n_d + n_p) \epsilon_{dst}}{N_{wn} n_f \sigma_{fn} \epsilon_f}, \quad (4.1)$$

где

$$\epsilon_{dd} = \epsilon_{He^3} + \epsilon_T + \epsilon_p = 5,23 \text{ МэВ,} \quad (4.2)$$

$$\sigma_{fN}(2,45 \text{ МэВ}) = 8 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, \quad (4.3)$$

так как согласно (2.20а) [1]

$$\epsilon_N = 2,45 \text{ МэВ.} \quad (4.4)$$

Для реакции (2.20) увеличим концентрацию дейтерия и плутония до 2,24 атмосферы, чтобы понизить температуру разгона цепной реакции ядерного синтеза:

$$n_d, n_f = 6,1 \cdot 10^{19} \text{ частиц/см}^3. \quad (4.5)$$

Тогда

$$\tau_{wr} = (236,0 + 9,0 + 7,5) \cdot 10^{-6} \text{ с} = 252,5 \cdot 10^{-6} \text{ с} \quad (4.6)$$

при

$$Z_{dde_{dwr}} = \frac{10^4 \text{ эВ}}{2,0 \cdot 10^{-18} \text{ см}^3/\text{с}} = 5,0 \cdot 10^{21} \text{ эВ} \cdot \text{с}/\text{см}^3. \quad (4.7)$$

Все оценки производились в предположении, что половина ядер дейтерия, плутония и электронов покоится. Диаметр струи в этом случае согласно (3.4)

$$D_0 \cong 28,0 \text{ см}. \quad (4.8)$$

Для нахождения критерия Лоусона цепной реакции ядерного синтеза составим энергетический баланс согласно (2.25; 3.21):

$$\frac{n_d^2}{4} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\epsilon_{dwr}} \tau_{cr} (\epsilon_{dd} + 2l_0 n_f \sigma_{fn} \epsilon_f) + \eta \frac{n_d^2}{4} \langle \sigma_M v_d \rangle_{\epsilon_{dwr}} \tau_{cr} \epsilon_N + \frac{1}{2} (n_d + n_f) \epsilon_{dwr} \geq (n_d + n_f) \epsilon_{dwr}, \quad (4.9)$$

где

$$\tau_{cr} = \tau_{Wr} - (\tau_{ion} + \tau_{st}), \quad (4.10)$$

а, учитывая современные возможности теплотехники, КПД для ТН возьмем

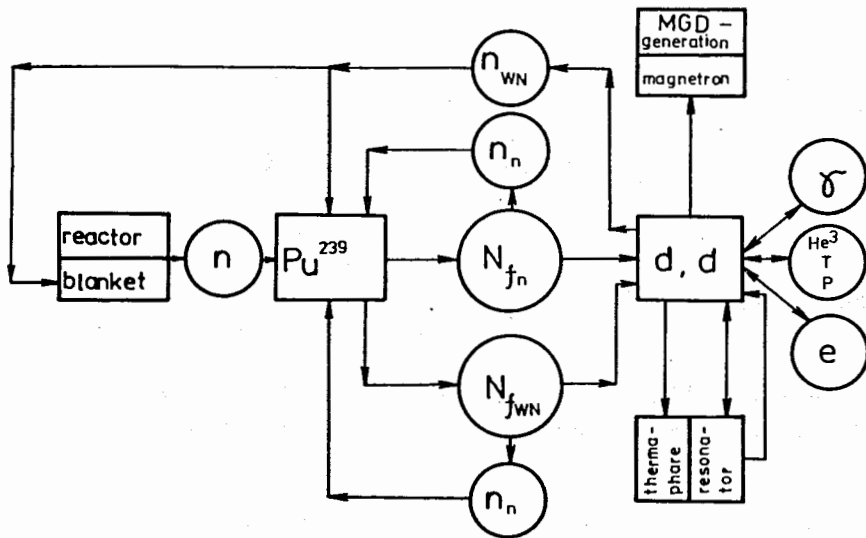
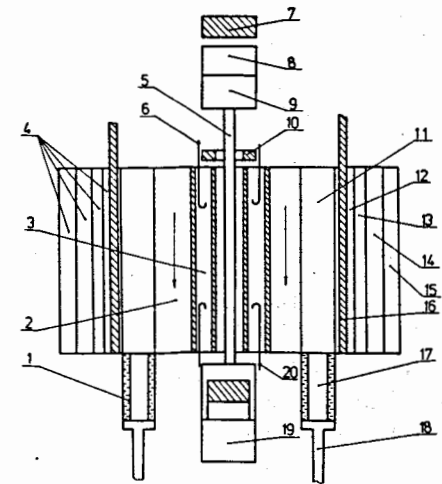


Рис.3. Схема нагрева (d, Pu^{239}) -плазмы и отбора энергии в реакторе термоядерного размножения нейтронов осколками деления

Рис.4. Принципиальная схема реактора термоядерного размножения нейтронов осколками деления (ретранода): 1 — жидкий раствор урановой соли; 2 — жидкий теплоноситель; 3 — резонатор; 4 — бланкет; 5 — сверхзвуковая струя (d, Pu^{239}) -плазмы; 6 — петля связи для накачки СВЧ; 7 — заглушка для рентгеновского излучения; 8 — МГД-генератор; 9 — магнетрон; 10 — кольцо под высоким напряжением; 11 — герметичная полость в прочном сосуде; 12 — Ve^9 ; 13 — Th^{232} ; 14 — U^{238} ; 15 — Li^6 ; 16 — отражатель с изменяющейся геометрией; 17 — поглотитель; 18 — шток гидравлического привода; 19 — (d, Pu^{239}) -инжектор; 20 — петля связи для откачки СВЧ



$$\eta = 1/3. \quad (4.11)$$

В результате критерий Лоусона цепной реакции ядерного синтеза для реакции (2.20) будет следующим:

$$n_d \tau_{cr} \geq \frac{4Z_{dde_{dwr}}}{\epsilon_{dd} + \eta \epsilon_N + 2l_0 n_f \sigma_{fn} \epsilon_f} \equiv L(T_{Wr}). \quad (4.12)$$

В конкретном случае для реакции (d, d)

$$L(T_{Wr}) = 3,25 \cdot 10^{15} \text{ с}/\text{см}^3, \quad (4.13)$$

а согласно (4.5; 4.6)

$$n_d \tau_{cr} = 1,4 \cdot 10^{16} \text{ с}/\text{см}^3. \quad (4.14)$$

В случае использования электромагнитного разогрева плазмы $L(T)$ такое получается, если реакция (2.20) происходит при температуре

$$\epsilon_{de-m} = 100 \text{ кэВ}, \quad (4.15)$$

в отличие от использования в реакторе цепной реакции ядерного синтеза, которая позволяет получить такой же критерий Лоусона (4.13) согласно (4.7) при

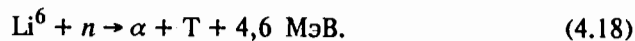
$$\epsilon_{dWr} = 10 \text{ кэВ}. \quad (4.16)$$

Следует также отметить, из сравнения при равных условиях Z -параметров:

$$Z_{dde_{dwr}} > Z_{dT\epsilon_{dwr}} \quad (4.17)$$

согласно (2.7) и (2.32), сразу видно, что использование реакции (d, d) энергетически более выгодно, чем использование реакции (d, T) для промышленных целей.

На рис.3 приведена схема разогрева (d, Pu^{239}) -плазмы и отбора энергии в возможном реакторе, в котором используется размножение ТН осколками деления. На рис.4 приведена принципиальная схема реактора термоядерного размножения нейтронов осколками деления (ретранода). Энергию сверхзвуковой струи можно прямо превращать в электромагнитную с помощью МГД-генератора. В магнетроне, в котором в роли катода будет сама сверхзвуковая струя, частично отберется ее энергия, что повысит КПД МГД-генератора. С помощью гибридного бланкета производится превращение энергии ТН в тепловую с получением дополнительно ~ 140 МэВ на один ТН. При этом образуются изотопы Pu^{239} , U^{233} , а также тритий из реакции



С помощью размножителя нейтронов Be^9 можно организовать для управления реактором «нейтронное эхо» путем изменения геометрии отражателя. «Нейтронное эхо» может выполнять в определенном смысле роль «запаздывающих» нейтронов, как в атомном реакторе.

Таким образом, для управления ретранодом имеется пять степеней свободы — две медленных и три быстрых: возможность вариации нейтронного импульса путем изменения количества выталкиваемого гидравликой жидкого раствора урановой соли в вакуумную полость в реакторе с разрушаемой активной зоной; возможность изменения концентрации плутония в (d, Pu^{239}) -смеси; управление количеством излучения резонаторов обратно в камеру путем изменения скорости откачки электромагнитной энергии из них; «нейтронное эхо», управляемое изменением геометрии отражателя; а также возможность изменения количества ионов и электронов в сверхзвуковой струе с помощью кольца на выходе, на который подается потенциал соответствующего знака.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможности рассмотренного выше реактора термоядерного размножения нейтронов осколками деления позволяют провести широкий круг исследований в области ядерной физики, физики элементарных частиц, в области физики твердого тела и биофизике.

Помимо получения высокоинтенсивных полей моноэнергетических нейтронов в диапазоне от ~ 2 МэВ до ~ 14 МэВ на тераноде, с помощью ретранода можно получать нейтринные поля, значительно превышающие по интенсивности поля, которые могут генерировать специально разработанные для этой цели импульсные реакторы типа «РИНГ» (6 нейтрино на один акт деления) [6]. А особенность конструкции ретранода позволяет поместить в бланкет Li^7 для получения нейтрино более высоких энергий, чем нейтрино, образующиеся при β -распаде осколков деления, на порядки больше, чем в «РИНГе», в котором Li^7 планируется помещать в отражателе.

Представляет также интерес использование СВЧ высокой мощности, которые аккумулируют в тераноде резонаторы, превышающие по частоте известные генераторы, в исследованиях с применением ядерного магнитного резонанса, а также для изучения сверхтонкой структуры лэмбовского сдвига.

Особый интерес представляет возможность получения генератора когерентного излучения с ядерной накачкой без использования ядерного взрыва. После отражения фронта сжатия в центре струи по ее оси останется тонкий плутониевый плазменный шнур, представляющий из себя, как известно, идеальный волновод, на торцах которого будет излучаться направленное высокоинтенсивное (превосходящее все известные источники) и сверхплотное рентгеновское излучение. Добавляя в (d, Pu^{239}) -смесь атомы тяжелых элементов с изомерными состояниями, можно тем самым организовать на базе теранода стационарный генератор когерентного излучения с ядерной накачкой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дюдерштадт Дж., Мозес Г. — Инерциальный термоядерный синтез. М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. Таблица физических величин. Справочник под ред. Кикоина И.К. М.: Атомиздат, 1976.
3. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. Выпуск 19. М.: Атомиздат, 1975.
4. King L.D.P. — Disposable — Core Reactor. Proceedings of the National Topical Meeting held at the University of New Mexico, Albuquerque, Jan. 28-30, USAEC CONF-690102, 1969, p.427.
5. Шабалин Е.П. — Импульсные реакторы. М.: Атомиздат, 1976.
6. Воробьев Е.Д. и др. — Импульсный реактор «РИНГ». Препринт ИАЭ-2384, М., 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 сентября 1992 года.

Зорин Г.Н., Воробьев Е.Д.
Цепная реакция ядерного синтеза

15-92-375

С использованием установленного нового физического явления — размножения термоядерных нейтронов осколками деления — разработано устройство для генерации интенсивных полей моноэнергетических нейтронов, нейтринных полей и для получения пучков направленного когерентного рентгеновского излучения с помощью ядерной накачки без использования ядерного взрыва. Обсуждается принципиально новая схема термоядерного реактора, позволяющая работать на дейтерии.

Работа выполнена в Объединенном институте ядерных исследований.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Zorin G.N., Vorobjov E.D.
Chain Reaction of Nuclear Fusion

15-92-375

The mechanism for generation of intensive fields of monoenergetic neutrons, neutrino fields and for beams production of the directional coherent X radiation with the help of nuclear pumping without using nuclear explosion is elaborated with the use of the established new physical phenomenon — thermonuclear neutron multiplication by fission fragments. A fundamentally new scheme of a fusion reactor on deuterium is discussed.

The investigation has been performed at the Joint Institute for Nuclear Research.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992